

LES COURANTS FAIBLES DE SECONDE CLASSE

J. DELORME

Institut de Physique Nucléaire (et IN2P3), Université Lyon-I
43, Bd du 11-Novembre-1918, 69621 Villeurbanne, France

Résumé. — La définition et les propriétés générales des courants faibles de seconde classe sont rappelées ainsi que diverses possibilités de détection. On montre que les mesures disponibles de désintégrations β nucléaires peuvent être analysées à l'aide d'un modèle phénoménologique cohérent. Les implications de ces données sur la structure fondamentale des interactions faibles sont discutées.

Abstract. — The definition and general properties of weak second class currents are recalled and various detection possibilities briefly reviewed. It is shown that the existing data on nuclear beta decay can be consistently analysed in terms of a phenomenological model. Their implication on the fundamental structure of weak interactions is discussed.

1. Introduction. — La physique des interactions faibles a connu ces dernières années des progrès considérables avec l'avènement des théories de jauge qui unifient les interactions faibles et électromagnétiques. Les prévisions de ces théories subsistent maintenant le feu de sévères examens quantitatifs. Des expériences récentes [1, 2] qui paraissent impliquer l'existence de courants faibles de 2^e classe avec une amplitude comparable à celle des courants de 1^{re} classe pourraient, si elles étaient confirmées, constituer une pierre d'achoppement. A tout le moins, les théories actuellement en vogue devraient être profondément modifiées car on ne connaît pas encore de méthode satisfaisante pour incorporer de tels courants. La question de l'existence des courants de 2^e classe constitue donc un point crucial quant à la structure fondamentale des interactions faibles. Pour un physicien nucléaire, il est réconfortant de penser que ce sont des expériences sur la désintégration β de noyaux qui fourniront la réponse définitive. C'est même à double titre que ces courants un peu *exotiques* méritent l'intérêt car leur étude révèle une profonde implication avec le problème des degrés de liberté mésoniques dans les noyaux. Même s'il se trouvait finalement que ces courants ne soient pas réalisés par la nature, ils auront permis de mieux comprendre le rôle des courants d'échange.

2. Définition et propriétés des courants de 2^e classe. — Le concept de classe des courants hadroniques faibles a été introduit il y a une vingtaine d'années par Weinberg [3] qui, à côté des courants classiques dits courants de première classe, définissait une deuxième classe de courants. L'intérêt pour ces derniers est longtemps resté surtout académique.

Dans un passé récent, il a été ravivé par les travaux de Wilkinson *et al.* [4, 5] sur l'asymétrie entre les *ft* de désintégration β pour des transitions miroirs. Un signal plus décisif quant à l'existence de ces courants semble avoir été obtenu à partir de mesures de corrélations angulaires, toujours en désintégration β [1, 2]. La situation expérimentale reste encore controversée mais sera probablement dénouée dans un avenir prochain. Le fait qu'il ait fallu attendre aussi longtemps avant de mettre en évidence ou d'exclure définitivement les courants de deuxième classe montre que ceux-ci n'ont pas une signature simple. Comme il semble exister jusque dans la littérature une certaine confusion sur la signification de tels courants, je reprendrai d'abord quelques définitions. Suivant Weinberg [3], les courants hadroniques faibles sont partagés en deux classes d'après leurs propriétés de transformation sous la *G*-parité (une telle définition n'est évidemment appropriée qu'aux courants qui ne changent pas l'étrangeté et je me limiterai par la suite à de tels courants) :

$$GJ_\mu G^{-1} = \mp \eta_p J_\mu \quad \text{avec} \quad G = CU \\ \text{et} \quad U = e^{-i\pi I_2} \quad (1)$$

où le signe supérieur et le signe inférieur correspondent à la première et à la deuxième classe respectivement et où η_p est la parité du courant faible (+1 pour un courant axial et -1 pour un courant vectoriel). La transformation *G* est obtenue en faisant le produit de la symétrie de charge *U* (rotation de π autour de l'axe *Oy* de l'espace d'isospin qui, à une phase près, transforme un état d'isospin T_z en l'état miroir $T_z, -T_z$, par exemple *U* transforme un neutron en proton) par la conjuga-

son de charge C qui fait passer de la particule à l'antiparticule. La G -parité d'un système hadronique est donc conservée par les désintégrations vectorielles de première classe (V1) et axiales de deuxième classe (A2); elle est par contre changée par les désintégrations A1 et V2. La méthode la plus simple pour identifier un courant de 2^e classe consisterait alors à chercher une désintégration faible A2 ou V2 d'états propres de G -parité. Ces derniers ont nécessairement nombre baryonique et étrangeté nuls; aussi les désintégrations faibles des mésons non étranges seraient certainement les meilleurs révélateurs pour isoler des courants de classe déterminée. Ainsi les désintégrations du pion $\pi \rightarrow$ leptons et $\pi \rightarrow \pi +$ leptons sont respectivement du type A1 et V1. Les exemples les plus simples de désintégration de 2^e classe seraient: $\eta \rightarrow \pi +$ leptons (V2) et $\omega \rightarrow \pi +$ leptons (A2) (dans le dernier cas, il y a également une possibilité de transition V1 dont l'amplitude tend toutefois vers zéro à la limite du moment de transfert nul). Malheureusement, il y a des canaux forts et électromagnétiques qui sont également ouverts pour la désintégration des mésons η , ω , etc... Les taux de branchement calculés en supposant une force égale pour les courants de 1^{re} et 2^e classes ne seraient que de 10^{-9} à 10^{-12} ! Il y a donc peu de chances de voir un jour ces désintégrations de 2^e classe.

Il faut donc se tourner du côté des systèmes baryoniques pour lesquels les implications de la classification de Weinberg sont plus subtiles. Par la transformation G , on peut relier la désintégration d'un baryon B à celle de l'antiparticule \bar{B} de son symétrique de charge \bar{B} , par exemple la désintégration β du neutron à celle de l'antiproton (ou d'un noyau à celle du symétrique de charge de son antinoyau !). Par le théorème TCP, nous savons cependant que les vies moyennes sont égales pour la particule et son antiparticule; donc la classification sous la G -parité a des implications sur la comparaison entre les taux de désintégration de B et \bar{B} , donc sur la symétrie de charge des interactions faibles. En fait, il est facile de montrer à l'aide du théorème TCP qu'on peut remplacer la définition de Weinberg par une définition équivalente ne faisant intervenir que l'opération U :

$$U J_\mu U^{-1} = \mp \eta_T J_\mu^+ \quad (2)$$

pour des courants
de $\begin{pmatrix} 1^{\text{re}} \\ 2^{\text{e}} \end{pmatrix}$ classe

où η_T est un facteur de phase traduisant les propriétés de transformation du courant sous le renversement du temps, la valeur $\eta_T = +1$ correspondant à des courants normaux (i.e. des courants qui rendent les interactions faibles invariantes sous le renversement du temps).

Pour préciser un peu la signification de cette

nouvelle définition, considérons les interactions semi-leptoniques auxquelles je me limiterai d'ailleurs par la suite. Dans le hamiltonien faible $\mathcal{H}_{\text{semi-lep}} \sim J_\mu j_\mu + J_\mu^+ j_\mu^+$, si J_μ est par exemple le courant hadronique qui élève la charge, il est couplé au courant leptonique j_μ responsable entre autres de l'émission β^- ; J_μ^+ représente alors le courant hadronique couplé à l'émission de positrons. On vérifie alors facilement que les opérateurs familiers de Fermi et de Gamow-Teller τ^\pm et $\sigma\tau^\pm$ correspondent à des courants de 1^{re} classe. La classification sous la symétrie de charge établit un lien nouveau entre l'isospin et les interactions faibles allant au-delà des simples propriétés tensorielles des courants sous le groupe SU 2. La définition (2) montre en particulier que si les deux classes coexistent, il n'est pas possible de ranger les courants J_μ et J_μ^+ dans le même isotriplet (en effet celui-ci ne pourrait contenir que les combinaisons $J(1) + J(2)$ et $J^+(1) - J^+(2)$ et non $J^+ = J^+(1) + J^+(2)$, les indices 1 et 2 se rapportant à la classe des courants). Or l'hypothèse CVC prise au sens fort stipule que les courants vectoriels J_μ^V et J_μ^{V+} appartiennent au même isotriplet dont la composante neutre est d'ailleurs proportionnelle à la partie isovectorielle du courant électromagnétique: elle exclut donc automatiquement la coexistence de deux classes et par là même les courants vectoriels de 2^e classe. Dans le même ordre d'idées, l'existence d'un courant axial de 2^e classe obligerait à modifier l'hypothèse PCAC (sauf s'il a une divergence nulle) car la divergence de ce courant ne peut être couplée à un objet de G -parité négative comme le méson π .

La définition (2) et les considérations qui viennent d'être développées ne s'appliquent qu'aux courants qui se transforment comme les composantes d'un isovecteur (ce sont les seuls qui interviennent dans la désintégration β du proton et du neutron). Elles peuvent être facilement étendues (voir par exemple Pais [6]) à des courants qui transportent un isospin I quelconque: $U J_\mu U^{-1} = \pm \eta_T (-)^I J_\mu^+$. Utilisant la loi de transformation $U J^{(I, I_3)} U^{-1} = (-)^{(I-I_3)} J^{(I, -I_3)}$ on trouve que la composante neutre des courants de 1^{re} et 2^e classes correspond à des courants respectivement hermitiens et antihermitiens pourvu que l'invariance par renversement du temps soit satisfaite ($\eta_T = 1$). En particulier le courant électromagnétique tant isoscalaire qu'isovectoriel appartient à la 1^{re} classe (ce qui confirme que CVC interdit l'existence de courants vectoriels de 2^e classe).

Les conséquences de la classification (2) sur la comparaison entre deux transitions miroirs $A \rightarrow B$ et $\bar{A} \rightarrow \bar{B}$ sont résumées par un théorème dû à Weinberg [3]:

Les amplitudes de transition sont égales à des termes d'interférence près qui changent de signe:

a) termes mesurant une violation de l'invariance sous la parité ou le renversement du temps,

b) termes d'interférence entre les courants hadroniques vectoriels et axiaux (cf. facteur η_p dans (1)),

c) termes d'interférence entre courants de classes différentes.

Ce théorème implique en particulier que les vies moyennes (corrigées des effets d'espace de phase) ne diffèrent pour des désintégrations miroirs que s'il y a coexistence des deux classes de courant. Un test de l'existence de courants de 2^e classe est donc possible en comparant les vies moyennes de transitions miroirs, par exemple $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu$, *ft* de désintégration β de noyaux

$$\text{ex. : } \left(\begin{smallmatrix} 12\text{N} \\ 12\text{B} \end{smallmatrix} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu \right).$$

On aura remarqué que la division en classes ne fait pas appel à la forme explicite des amplitudes des courants telle qu'elle est déterminée par les exigences du groupe de Lorentz. Dans le cas des mésons, on a même vu que le courant tout entier avait une classe déterminée quelle que soit la structure de l'amplitude. Ainsi les courants de 2^e classe ne revêtent en principe aucune forme spéciale dans l'espace (x, y, z, t) qui les distingue des courants classiques. Leur détection doit reposer essentiellement sur des comparaisons de mesures miroirs. Il convient cependant de signaler une importante exception pour les transitions qui ont lieu entre membres d'un même isomultiplet [7] : les amplitudes des transitions miroirs (ex. $n \rightarrow p$ et $p \rightarrow n$) sont reliées par l'invariance d'isospin, ce qui implique des contraintes de symétrie sur la structure des courants. Dans ce cas, et dans ce cas seulement, chaque facteur de forme correspond à une classe déterminée et il est possible d'identifier un terme de 2^e classe en cherchant des effets spécifiques liés à la forme particulière que prend alors l'élément de matrice du courant. La désintégration β des nucléons constitue le cas le plus connu avec la décomposition classique du courant qui élève la charge :

$$\begin{aligned} \langle p' | J_\mu^+ | p \rangle &= i\bar{u}(p') \tau^+ [g_V \gamma_\mu + g_M \sigma_{\mu\lambda} (p - p')_\lambda \\ &\quad + ig_s(p - p')_\mu] u(p) \\ \langle p' | J_\mu^+ | p \rangle &= i\bar{u}(p') \tau^+ [g_A \gamma_\mu \gamma_5 + ig_P(p - p')_\mu \gamma_5 \\ &\quad + g_T \sigma_{\mu\lambda} (p - p')_\lambda \gamma_5] u(p) \end{aligned} \quad (3)$$

où les courants de 2^e classe sont associés aux facteurs de forme induits g_s (« scalaire ») et g_T (« tenseur ») (les courants J_μ^+ sont obtenus en conjuguant les facteurs de forme et en changeant les signes devant les termes de seconde classe en g_s et g_T). Ce cas très particulier mais important explique que l'on ait pu chercher à identifier les courants de 2^e classe par des mesures de g_s et g_T (par exemple en désintégration β , capture de muons) dont les contributions sont ici linéaires dans le moment de transfert. Si ces expériences sont effectuées sur des noyaux, il faut remarquer que la légitimité d'une telle démarche est liée à la validité supposée de l'approximation d'impulsion. En dehors des transi-

tions entre membres d'un isomultiplet, les effets d'échange mésonique (introduits par des désintégrations telles que $\omega \rightarrow \pi$ par exemple) n'ont pas *a priori* de comportement particulier avec le moment de transfert et peuvent sérieusement invalider les conclusions tirées de l'examen des seules contributions à un corps.

Pour résumer ces considérations générales qui ne dépendent d'aucun modèle, deux voies s'offrent pour détecter d'éventuels courants de 2^e classe : on peut soit effectuer deux expériences miroirs et comparer leur résultat, soit travailler à l'intérieur d'un multiplet d'isospin pour profiter de la structure particulière du courant. Dans les deux cas, on doit faire face à deux difficultés avant de pouvoir donner une réponse dépourvue d'ambiguïtés :

- 1) évaluer les effets électromagnétiques,
- 2) estimer les interférences entre courant vectoriel et courant axial (cf. point b du théorème de Weinberg),

car il n'y a malheureusement pas de signal pur de 2^e classe. La difficulté du point 2 réside essentiellement en l'évaluation du magnétisme faible ; il sera donc nécessaire de disposer également d'une mesure de cette contribution (essentiellement par la forme des spectres β) ou de l'estimer à travers CVC qui est une hypothèse moins bien testée pour la partie magnétique que pour la partie de charge du courant vectoriel. Les mesures de vies moyennes permettent de s'affranchir de cette contrainte puisqu'elles ne dépendent pratiquement pas du magnétisme faible. L'estimation des effets coulombiens (point 1) présente peut-être une difficulté plus sérieuse. Les définitions (1) et (2) ainsi que les théorèmes qu'on peut en tirer supposent que les états hadroniques sont des états propres d'isospin. Or, même en l'absence de courants fondamentaux de 2^e classe, les violations de l'invariance d'isospin par les forces coulombiennes peuvent conduire à des contributions simulant la présence de tels courants. On s'attend *a priori* à des effets d'ordre α ou $Z\alpha$ généralement négligeables, mais l'éventualité de corrections plus fortes ne peut être totalement exclue. D'autre part il faut également calculer les corrections radiatives et les effets plus triviaux dus à l'interaction coulombienne des leptons. Le calcul de l'ensemble de ces contributions a généralement donné des résultats petits mais une surprise peut toujours se produire comme pour les *ft* de désintégration β sur lesquels je reviendrai plus loin.

3. Résultats expérimentaux. — L'effort a surtout porté sur la recherche de courants axiaux de 2^e classe car la théorie CVC conduit à des résultats remarquables dans le cas du courant vectoriel (il faut toutefois noter que les meilleurs tests ont lieu dans des multiplets d'isospin où les éventuels courants vectoriels de 2^e classe sont défavorisés cinématiquement). La possibilité la plus simple

consiste à travailler sur des particules élémentaires. Dans le cas des nucléons, l'amplitude du courant de 2^e classe disparaît à moment de transfert nul (suppression cinématique) ; il faut donc travailler à moment de transfert important. Les mesures de capture de muons dans l'hydrogène pourront sans doute donner une limite intéressante mais leur interprétation (comme celle de la capture dans les noyaux) dépendra des hypothèses faites sur les autres facteurs de forme induits dont le pseudoscalaire g_p est le plus incertain. Les réactions de neutrinos offrent plus de moment de transfert mais leur précision est encore insuffisante et la variation en q^2 des facteurs de forme faibles encore trop mal connue pour qu'on puisse en obtenir des informations sans ambiguïtés. J'ai également cité plus haut la comparaison des désintégrations miroirs β^+ et β^- de l'hypéron Σ comme test possible : $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda^0 + e^\pm + \nu$. Les mesures sont malheureusement encore trop imprécises pour fournir plus qu'une limite qui se trouve être compatible avec un important courant de 2^e classe (le rapport expérimental des vies moyennes réduites est $ft_+/ft_- = 0,95 \pm 0,24$). Dans l'avenir les tests les plus prometteurs seront certainement obtenus à partir des comparaisons de réactions miroirs de neutrinos à grand moment de transfert.

Pour l'instant, il faut toutefois reconnaître que les seules expériences disponibles (ou réalisables) pour la détection d'effets de 2^e classe ont été faites (ou se font) avec des noyaux : ce sont toutes des mesures de désintégrations β car on peut étudier ainsi les transitions miroirs, ce qui n'est pas le cas pour la capture des muons dont on ne peut tirer que des informations dépendant de modèles. Par suite de la petitesse du moment de transfert on ne peut pas s'attendre à des phénomènes spectaculaires même si des courants d'échange entrent en jeu. Ces expériences sont de deux types : mesures de vies moyennes réduites (ou ft) et corrélations angulaires.

3.1 MESURES DE VIES MOYENNES. — La quantité essentielle est le paramètre d'asymétrie miroir $\delta = (ft_+/ft_-) - 1$. Une compilation des données existantes par Wilkinson [4] a semblé d'abord montrer que δ suivait une loi linéaire en $W_0^+ + W_0^-$, la somme des énergies de transition. Un tel comportement est effectivement prédit par l'approximation d'impulsion et une valeur $2M_N g_T/g_A \approx -7$ pouvait être déduite. Toutefois le même auteur, étudiant l'effet des forces coulombiennes sur le recouvrement des fonctions d'onde nucléaires, concluait qu'une partie très importante de l'asymétrie observée était d'origine électromagnétique [8]. Après de nouvelles mesures pour certains noyaux, les asymétries résiduelles obtenues après soustraction de ces effets coulombiens fluctuaient autour de valeurs de l'ordre de quelques pour cent sans montrer de variation systématique avec l'énergie (les chiffres sont portés sur le tableau I pour quelques noyaux). Bien plus, Wilkinson et Alburger [5] entreprenaient l'étude des transitions miroirs ${}^8\text{Li}({}^8\text{B}) \rightarrow {}^8\text{Be} + e^-(e^+) + \nu$ où l'état final est la résonance très large $J=2^+$ du ${}^8\text{Be}$, ce qui permet de varier l'énergie de désintégration et donc de mesurer δ en fonction de cette énergie. La mesure montrait un comportement pratiquement plat qui excluait sinon les courants de 2^e classe, du moins l'interprétation par l'approximation d'impulsion. La difficulté d'une estimation précise des effets coulombiens ne permet donc pas de conclure définitivement. Toutefois il faut noter que ces mesures plaident pour l'introduction de courants d'échange et placent comme on le verra plus loin une importante restriction sur la divergence d'un éventuel courant de 2^e classe.

3.2 MESURES DE CORRÉLATIONS. — Les mesures de corrélations angulaires étant des mesures relatives, elles sont peu sensibles à la valeur absolue de l'élément de matrice de Gamow-Teller dont la modification par les forces coulombiennes obscurcit

TABLEAU I

Comparaison des données expérimentales avec le modèle de Kubodera, Delorme et Rho (chiffres entre parenthèses ; les erreurs correspondent à l'ajustement des deux paramètres λ et ξ sur les données des références [1, 2 et 5])

A	L (MeV ⁻¹)	J	$\delta(\%)$		$F_T(2)$	
			expérience (^a)	(théorie)	expérience	(théorie)
8	-0,252	3,52	2,1 ± 3,8	(1,8 ± 1,7)	-0,6 ± 1,0 [10]	(-8,8 ± 2,6)
12	0,086	2,99	-2,0 ± 3,1	(6,4 ± 2,0)	-4,4 ± 1,6 [1]	(-5,3 ± 1,7)
12* (^b)	-0,807	5,31	-10,4 ± 7,4	(-6,6 ± 3,5)		(-14,4 ± 4,7)
18	-0,090	1,30	-1,3 ± 1,3	(-1,3 ± 0,8)		(-7,1 ± 1,9)
19	-0,167	0	isodoublet		-10,3 ± 4,1 [2]	(-7,9 ± 2,3)
20	0,001 6	0,23	1,2 ± 2,3	(5,6 ± 1,9)	-4,2 ± 0,9 [9] (^c)	(-6,2 ± 1,8)

(^a) Les chiffres de cette colonne sont tirés de la 2^e référence [8].

(^b) Désintégration vers l'état 2⁺ de ${}^{12}\text{C}$.

(^c) Mesure pour branche β^+ seulement.

l'interprétation des expériences sur les paramètres δ . Elles visent à déterminer des corrections aux coefficients de corrélation usuels des transitions β permises, corrections qui dépendent du moment de transfert $q = p - p' = p_e + p_\nu$. Pour de simples raisons d'invariance par rotation et indépendamment de l'approximation d'impulsion, dans une transition permise, seuls contribuent au premier ordre en q le facteur de forme de magnétisme faible dénoté F_M (et non g_M car il doit en principe être déterminé expérimentalement et comprendre aussi bien les contributions des nucléons que celles des courants d'échange) et la partie temps du courant axial ($\mu = 4$) tant de première que de deuxième classes dont je dénoterai les facteurs de forme par $F_T(1)$ et $F_T(2)$ (en approximation d'impulsion, ce dernier se réduit à g_T tandis que $F_T(1)$ est donné par la correction relativiste $\int \gamma_5 r$). Ces divers facteurs de forme entrent dans les combinaisons $F_M \pm (F_T(1) + F_T(2))$. Pour des transitions miroirs, conformément au théorème de Weinberg, il y a un changement de signe relatif entre $F_T(1)$ d'une part et le couple $F_M, F_T(2)$ d'autre part, ce qui permet d'éliminer le facteur de forme de 1^{re} classe $F_T(1)$ mais non F_M . A l'intérieur d'un isomultiplet la symétrie SU 2 impose $F_T(1) = 0$, mais comme ailleurs, il faut disposer d'une détermination du magnétisme faible. Pour apprécier la difficulté de ces mesures, il faut se rendre compte que le paramètre d'échelle pour les facteurs de forme est fixé par la masse du nucléon : les effets à détecter sont donc de l'ordre de quelque 10^{-3} par MeV d'impulsion transférée.

Les résultats disponibles sont tous obtenus à partir de mesures de corrélation entre le spin nucléaire et la direction d'émission de l'électron, soit en partant de noyaux polarisés ($A = 12$ [1] et $A = 19$ [2], ce dernier cas étant une transition à l'intérieur d'un isomultiplet), soit en mesurant l'alignement résiduel par des corrélations $\beta - \gamma$ ($A = 20$) [9] ou $\beta - \alpha$ ($A = 8$) [10] (¹). Ils sont traduits en 5^e colonne du tableau I par un facteur de forme $F_T(2)$ après que la contribution de F_M ait été évaluée en tenant pour garantie la validité de CVC (une mesure indépendante de F_M n'existe que dans le cas célèbre de la triade $A = 12$). A cette restriction près, le signal de 2^e classe semble très net, surtout pour les noyaux $A = 19$ et $A = 12$ (on notera que pour $A = 20$ seul le côté β^+ est disponible ; la valeur citée dépend d'un modèle nucléaire pour l'estimation des contributions de 1^{re} classe). A nouveau l'approximation d'impulsion est exclue par la dispersion de ces chiffres, car elle prédit bien sûr un résultat unique $F_T(2) = 2 M_N g_T$ pour tous les noyaux.

4. Modèles théoriques. — A la vue de tous ces résultats, on peut se demander si on peut bâtir avec

le minimum de phénoménologie un modèle théorique capable d'incorporer dans une même description des données aussi variées que celles présentées ci-dessus. Deux possibilités sont exclues, l'interprétation simple par l'approximation d'impulsion comme nous l'avons déjà vu ainsi que l'ensemble des modèles qui supposent que le courant fondamental de 2^e classe est conservé. Dans ce dernier type d'approche [11] les courants d'échange n'interviennent que de manière implicite. De même qu'en électromagnétisme la charge totale est conservée quelle que soit sa répartition entre les nucléons et le nuage mésonique, ici un courant conservé conduit au même résultat que si on travaillait en approximation d'impulsion avec un couplage tensoriel *effectif* en $g_T \sigma_{\mu\lambda} q_\lambda \gamma_5$. Il est donc incompatible avec l'expérience et plus spécialement la mesure de Wilkinson et Alburger dans la triade 8.

De façon assez surprenante il s'est finalement révélé possible de prendre en compte les effets mésoniques ainsi que les effets de liaison des nucléons dans un modèle *minimum* qui soit compatible avec la plupart des données à l'exception d'une ou deux mesures irréductibles à ce traitement simple. Cette méthode développée par Kubodera, Delorme et Rho [12] s'appuie sur le succès obtenu par Riska et Brown [13] pour décrire les corrections mésoniques au courant électromagnétique dans la capture radiative des neutrons thermiques $n + p \rightarrow d + \gamma$. Ces auteurs ont réussi à combler l'écart entre théorie et expérience en se limitant à l'échange d'un méson π . L'excitation de paires $N\bar{N}$ et le courant pionique étaient les ingrédients essentiels qui ont été repris pour le courant de 2^e classe (Fig. 1), la deuxième contribution étant remplacée par le couplage direct (graphe a) du courant aux mésons ω et π (qui conduit par exemple à la désintégration $\omega \rightarrow \pi +$ leptons envisagée plus haut). D'autres graphes d'échange sont également possibles et on peut discuter sur l'opportunité du terme de paires (graphe b) qui pour satisfaire les théorèmes de basse énergie doit disparaître à la limite où le quadrimoment du pion échangé tend vers zéro. Toutefois, il est essentiel pour pouvoir interpréter l'expérience de Wilkinson et Alburger que le courant de 2^e classe possède au moins un couplage non gradient : en effet tout couplage gradient conduit à une asymétrie δ proportionnelle à l'énergie de transition. Le modèle décrit possède cette propriété grâce au courant $\omega - \pi$. Les conclusions sont ainsi probablement de portée plus générale que ne l'implique la

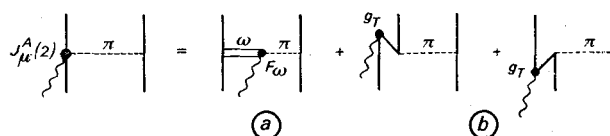


FIG. 1. — Contributions des graphes d'échange d'un méson π au courant de 2^e classe : (a) courant mésonique $\omega - \pi$, (b) courant de paires.

(¹) « Voir toutefois la référence [22] pour la branche β^- de $A = 12$. »

prise en considération de deux graphes seulement ; les paramètres des formules sont à interpréter comme des constantes *effectives* plutôt que des constantes de couplage attachées aux mésons particuliers considérés.

Le calcul se traduit pour les désintégrations β permises par deux formules donnant δ et $F_T(2)$ (ce dernier rapporté à l'élément de matrice de Gamow-Teller) :

$$\delta = -4 \frac{\lambda}{g_A} J + \frac{2}{3} \frac{\lambda L - 2 \zeta}{g_A} (W_0^+ + W_0^-)$$

$$\frac{F_T(2)}{g_A \int \sigma} = \frac{\lambda L + \zeta}{g_A} \quad (4)$$

On voit intervenir deux paramètres qui sont liés l'un (ζ) au couplage du courant avec les nucléons (terme en g_T de l'équation (3)), l'autre (λ) au couplage $\omega - \pi$. Les quantités J et L sont les éléments de matrice nucléaires d'opérateurs à deux corps rapportés à l'élément de matrice à un corps $\int \sigma$, la première venant de la partie d'espace ($\mu = 1, 2, 3$), la seconde de la partie du temps ($\mu = 4$) du courant. Leur évaluation à l'aide de modèles nucléaires appropriés montre des fluctuations importantes de noyau à noyau, spécialement pour L (tableau I), ce qui permettrait d'expliquer la dispersion des résultats expérimentaux. Un autre trait essentiel des formules (4) est l'apparition dans δ d'une contribution indépendante de l'énergie de transition. L'interprétation de l'expérience cruciale de Wilkinson et Alburger mérite un traitement spécial dû à la réduction de l'élément de matrice à un corps pour des raisons de symétrie de fonctions d'onde. Ce dernier est alors très sensible aux petites composantes et d'après une proposition récente à peu près inversement proportionnel à l'énergie de désintégration [14]. La formule modifiée est la suivante :

$$\delta_{A=8}(W) = - \left(\frac{4}{3} \frac{\zeta}{g_A} + 4 \frac{\lambda}{g_A} \frac{J_r}{W_R} \right) W + \frac{2}{3} \frac{\lambda}{g_A} \frac{L_R W^2}{W_R} \quad (5)$$

où W_R , L_R et J_R sont les valeurs de $W = W_0^+ + W_0^-$, L et J au point de résonance ($E^* = 2,90$ MeV). Le comportement expérimental pratiquement plat place des restrictions importantes sur le rapport λ/ζ . Les deux paramètres peuvent par ailleurs être déterminés à partir des deux mesures de corrélations fournissant le meilleur signal de 2^e classe c'est-à-dire $A = 12$ et $A = 19$; le rapport ainsi obtenu est en bon accord avec le précédent. Un ajustement utilisant ces trois expériences donne :

$$\zeta = (-3,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-1} = (-6,2 \pm 1,8)/2 M_N$$

et $\lambda = (5,4 \pm 2,0) \cdot 10^{-3}$ [15] (voir également la référence [16]). La figure 2 (courbe en trait plein) montre la qualité de l'accord alors obtenu entre le modèle et la mesure de Wilkinson et Alburger. De même sur le tableau I les chiffres théoriques correspondant à ces valeurs figurent entre parenthèses à

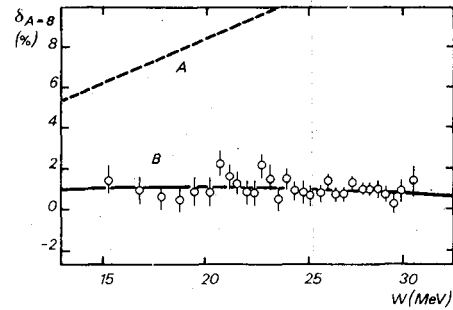


FIG. 2. — Confrontation de l'expérience de Wilkinson et Alburger avec deux modèles théoriques : en traits pleins (B) le modèle de Kubodera, Delorme et Rho ; en tirets (A) modèle à divergence nulle.

côté des valeurs expérimentales. On voit que celles-ci sont généralement bien reproduites. Il y a peut-être un problème avec la valeur de δ pour $A = 12$ mais les corrections coulombiennes ne sont sans doute pas maîtrisées avec assez de précision pour que le désaccord soit considéré comme sérieux. Le cas le plus épineux est posé par les corrélations $\beta - \alpha$ dans la triade $A = 8$. Le modèle prévoit un très important effet alors que la valeur mesurée est compatible avec zéro. Cet échec n'est peut-être par rédhibitoire car étant donné la spécificité de l'état final, il est probablement nécessaire de faire appel à un traitement plus approfondi.

On aura noté que si les effets mesurés sont faibles, la valeur trouvée pour la constante de couplage ζ (g_T en approximation d'impulsion) est aussi importante que pour un couplage induit de 1^{re} classe comme le magnétisme faible ($g_M = 3,71/2 M_N$). De même, on peut déterminer à partir de λ une constante $F_\omega \approx -1,12 m_\omega$ pour la désintégration $\omega \rightarrow \pi$ où le courant de 2^e classe ne connaît pas de suppression cinématique. Ce nombre se compare favorablement à la constante analogue.

$$F_\rho = \frac{m_\rho^2 g_{\pi NN}}{2 M_N g_A g_{\rho NN}} = 1,77 m_\rho$$

qui gouverne la désintégration axiale de 1^{re} classe $\rho \rightarrow \pi$. Ainsi les données de désintégration β , aussi peu spectaculaires soient-elles signifieraient si on les considérait comme définitives que la 2^e classe de courants existe avec la même force intrinsèque que la 1^{re} classe. Seules des conditions cinématiques défavorables en empêchent la pleine manifestation.

Si on veut aller au-delà d'une approche purement phénoménologique, les résultats obtenus permettent quelques spéculations quant à l'origine des courants de 2^e classe. Comme les interactions fortes sont invariantes sous la G -parité, il est évident qu'elle est liée à la structure fondamentale des interactions faibles. Le courant de base le plus simple pourrait être un courant pseudotensoriel analogue au couplage en g_T des nucléons mais construit à partir de champs de quarks $J_\mu(2) \sim \partial_\lambda \bar{q} \sigma_{\mu\lambda} \gamma_5 q$ [17]. Comme

ce courant est à divergence nulle, nous savons qu'il ne saurait constituer la seule source du courant de 2^e classe. A titre d'illustration, la courbe en tirets de la figure 2 montre ce que donnerait pour l'expérience de Wilkinson et Alburger tout courant conservé avec une constante effective $g_T = -7,4/2 M_N$ moyenne des valeurs de $F_T(2)$ mesurées dans $A = 12$ et $A = 19$. (Ceci correspond à l'équation (5) avec $\lambda = 0$ et $\zeta = g_T$.) Le désaccord avec l'expérience est flagrant. On peut alors proposer avec Lipkin [18] que le courant de base soit construit à partir des champs des mésons ω et π (ou une variante qui remplace le méson ω par le courant vectoriel isoscalaire) : $J_\mu^A(2) \sim F_\omega \omega_\mu \pi$. Le couplage au nucléon en g_T apparaît alors comme une correction de vertex (Fig. 3) fonction de F_ω . Le rapport λ/ζ (ou F_ω/g_T qui lui est lié) est calculable par diverses méthodes avec des résultats en accord en

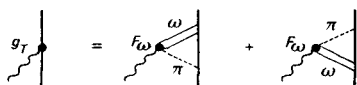


FIG. 3. — Couplage au nucléon vu comme renormalisation de vertex.

signe et en grandeur à un facteur 2 ou 3 près avec les valeurs données plus haut [12, 15]. Une méthode voisine consisterait à postuler que le courant axial de deuxième classe est dominé par le méson B [19] (dont le mode de désintégration dominant est d'ailleurs $\omega + \pi$). $J_\mu^A(2) \sim f_B B_\mu$. Le rapport F_ω/g_T (Fig. 4) est alors fixé par des quantités en principe connues, la largeur du méson B et sa constante de couplage g_{BNN} aux nucléons : $F_\omega/g_T = g_{B\omega\pi}/\sqrt{2} g_{BNN}$ d'où $\lambda/\zeta \approx -0,78$ MeV. Ici encore le calcul conduit à un accord raisonnable. Ces diverses possibilités sont malheureusement impossibles à replacer dans le cadre des théories de jauge (on trouvera en référence [20] un exposé très complet des implications des courants de 2^e classe pour les théories de jauge). Celles-ci n'excluent cependant pas *a priori* les courants de 2^e classe [21] mais on n'a pas jusqu'ici trouvé de méthode pour les engendrer avec une amplitude suffisante sans entrer en conflit avec les versions communément admises des théories de jauge des interactions fortes [20].

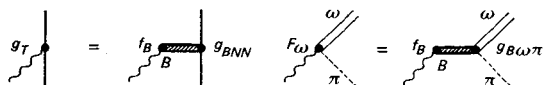


FIG. 4. — Modèle de dominance par le méson B.

5. Conclusion. — La situation expérimentale n'est pas encore définitivement établie car le signal n'est convaincant que pour $A = 12$ et $A = 19$ et seul le premier cas permet de comparer des transitions miroirs (il convient même de signaler que la situation est controversée pour $A = 12$ car une mesure de

désintégration β^- en alignement contredit la mesure en polarisation citée plus haut [22] ; une estimation de $F_T(1)$ dépendante de modèle montre cependant que la mesure d'alignement n'est pas incompatible avec les valeurs de ζ et λ données ici). Des mesures indépendantes sont donc nécessaires avant que l'on puisse se prononcer sur l'existence des courants de 2^e classe. De nouvelles expériences sont en cours qui pourraient bientôt permettre de trancher. Il est toutefois possible qu'il faille attendre en dernier recours l'apport d'expériences de neutrinos [20, 21, 23] pour avoir la réponse décisive. S'il advient que les courants de 2^e classe soient finalement exclus, le problème qu'ils ont posé pendant longtemps n'aura pas été purement académique. Les études qui ont été développées sur le sujet ont abouti à de fructueux progrès dans des domaines importants. On peut citer tout d'abord les calculs d'asymétrie d'origine coulombienne pour les transitions miroirs. On a aussi approfondi la réflexion sur le rôle des échanges de mésons dans les noyaux pour lesquels la situation était réellement exemplaire par suite de la suppression cinématique des contributions à un corps. La recherche d'un signal a poussé à entreprendre de difficiles expériences de corrélation qui permettent de nouveaux tests de CVC par la mesure du magnétisme faible. Un sous-produit qui peut se révéler d'importance est la détermination de $F_T(1)$, le facteur de forme axial de charge qui peut être très sensible aux courants d'échange puisque sa partie à un corps est une correction relativiste ; on possède peut être ainsi le premier test sans ambiguïté des modèles d'échange mésonique pour le courant axial de première classe qui n'ont pas remporté jusqu'à présent de succès indiscutables dans l'interprétation des renormalisations de l'opérateur de Gamow-Teller [24].

Si au contraire les données existantes sont confirmées, la description actuelle des interactions faibles devra être sérieusement modifiée que ce soit par l'abandon de CVC ou l'introduction des courants de 2^e classe, des mesures de magnétisme faible devant trancher entre les deux solutions. Un problème difficile sera posé aux théoriciens pour incorporer les nouveaux courants dans le schéma unificateur des théories de jauge. La complexité de la structure nucléaire aura joué ici un rôle capital pour la compréhension d'une interaction fondamentale de la nature. Les expériences de désintégration β des noyaux auront apporté à la théorie des interactions faibles une nouvelle pierre d'angle après la violation de la parité et les tests de la conservation du courant vectoriel.

Les idées présentées dans cet exposé sont issues d'une longue et amicale collaboration avec M. Rho et K. Kubodera.

Note. — Depuis la rédaction de cette revue, une floraison de résultats expérimentaux nouveaux est venue modifier profondément l'analyse présentée

en section 4 et les données du tableau I. L'expérience capitale de la triade $A = 12$ a été reprise en alignement [25] avec le résultat $F_T(2) = (-0,5 \pm 0,9)$ en contradiction avec la valeur tirée des mesures de polarisation. Il est à noter que la mesure d'alignement pour la branche β^- est en accord avec la mesure plus ancienne citée dans le texte sous la référence [22] et confirmée récemment par le même groupe [26]. D'autre part, deux expériences concordantes [27, 28] sur les noyaux $A = 20$ ont fourni la branche β^- manquante, qui, combinée aux résultats de la référence [9], permet de déterminer $F_T(2) = (1,4 \pm 1,9)$.

Ainsi, les expériences les plus récentes conver-

gent vers des effets de deuxième classe nettement plus faibles qu'auparavant, sinon compatibles avec zéro. La situation de la transition $A = 19$ apparaît maintenant exceptionnelle (et aucun modèle d'échanges mésoniques tel que celui présenté en section 4 ne saurait l'expliquer). Il est donc impératif que cette mesure soit répétée ainsi que celle de la triade $A = 12$ (spécialement la branche β^+) avant toute conclusion définitive. Il importe également que la précision soit accrue, tant pour obtenir une meilleure limite sur la force des courants de 2^e classe que pour la mise en évidence de contributions d'échange mésonique au facteur de forme de 1^{re} classe $F_T(1)$.

Bibliographie

- [1] SUGIMOTO, K., TANIHATA I. and GÖRING, J., *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1533.
- [2] CALAPRICE, F. P., FREEDMAN, S. J., MEAD, W. C. and VANTINE, H. C., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1566.
- [3] WEINBERG, S., *Phys. Rev.* **112** (1958) 1375.
- [4] WILKINSON, D. H., *Phys. Lett.* **31B** (1970) 447.
WILKINSON, D. H. and ALBURGER D. E., *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 1134.
- [5] WILKINSON, D. H. and ALBURGER, D. E., *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 1127.
- [6] PAIS, A., *Phys. Rev. D* **5** (1972) 1170.
- [7] BÉG, M. A. B. and BERNSTEIN, J., *Phys. Rev. D* **5** (1972) 714.
DELORME, J., Thèse Doct. Sci. Phys., Univ. Lyon, (1972).
- [8] WILKINSON, D. H., *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 1018.
WILKINSON, D. H., *Interaction Studies in Nuclei* (North-Holland Publishing Co., Amsterdam) 1975.
- [9] ROLIN, N., DEUTSCH, J. P., FAVART, D., LEBRUN, M. and PRIEELS, R., *Phys. Lett.* **70B** (1977) 23.
- [10] TRIBBLE, R. and GARVEY, G. T., *Phys. Rev. C* **12** (1975) 967.
- [11] DELORME, J. and RHO, M., *Nucl. Phys. B* **34** (1971) 317.
- [12] KUBODERA, K., DELORME, J. and RHO, M. *Nucl. Phys. B* **66** (1973) 253.
- [13] RISK, D. O. and BROWN, G. E., *Phys. Lett.* **38B** (1972) 193.
- [14] KUBODERA, K., *Suppl. Prog. Theor. Phys.* **60** (1976) 29.
- [15] KUBODERA, K., DELORME, J. and RHO, M. *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 321.
- [16] WILKINSON, D. H., *Phys. Lett.* **56B** (1977) 105.
- [17] OKUBO, S., *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1593.
- [18] LIPKIN, H. J., *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 432.
- [19] CHEN, M. S., HENY, F. S. and KANE, G. L., *Nucl. Phys. B* **114** (1976) 147.
- [20] LANGACKER, P., *Phys. Rev. D* **15** (1977) 2386.
- [21] HOLSTEIN, B. R., and TREIMAN, S. B., *Phys. Rev. D* **13** (1976) 3059.
- [22] STEELS, M., GRENACS, L., LEHMANN, J., PALFFY, L. and POSSOZ, A., Contribution à « 6th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure », Santa Fé and Los Alamos, (1975).
- [23] WOLFENSTEIN, L., *Phys. Rev. D* **13** (1976) 3144.
- [24] RHO, M., *Meson fields in nuclei*, Intern. School of Nuclear Physics, Erice (1976) (à paraître).
- [25] SUGIMOTO, K., International conference on nuclear structure, Tokyo (1977).
- [26] LEBRUN, P., DESCHEPPER, Ph., GRENACS, L., LEHMANN, J., LEROY, C., PALFFY, L., POSSOZ, A. et MAIO, A., Contribution à « International conference on high energy physics and nuclear structure », Zürich (1977).
- [27] ROLIN, N., DEUTSCH, J. P., FAVART, D., LEBRUN, M. and PRIEELS, R., International conference on nuclear structure, Tokyo (1977).
- [28] TRIBBLE, R. E. et MAY, D. P., Contribution à « International conference on nuclear structure », Tokyo (1977).